

# 超强激光与等离子体相互作用 产生中子的计算<sup>\*</sup>

张 翼<sup>1)</sup> 李玉同<sup>1)</sup> 张 杰<sup>1)</sup> 陈正林<sup>2)</sup> R. Kodama<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>中国科学院物理研究所光物理实验室 北京 100080 (中国)

<sup>2)</sup>Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871, Japan)

(2004 年 10 月 15 日收到 2004 年 12 月 20 日收到修改稿)

对超强激光与等离子体相互作用过程中发生的氘-氘反应的中子能谱进行了计算. 并将计算结果与实验结果相比较. 采用麦克斯韦能量分布和高斯形式的角分布对实验结果进行拟合, 从而确定了入射氘离子的温度和角分布, 为研究离子的加速机制提供了依据.

关键词: 中子能谱, 激光与等离子体相互作用

PACC: 5250J

## 1. 引 言

随着啁啾技术的不断发展, 目前的靶面激光功率密度已经达到  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>. 这种超强激光与等离子体相互作用所产生的一些非线性效应和物理现象已成为现今等离子体物理的重要前沿.

最近的实验发现, 在激光与固体靶<sup>[1]</sup>、气体靶<sup>[2]</sup>、以及团簇<sup>[3]</sup>的作用过程中, 均可观察到能量超过 MeV 的高能离子. 这些辐射出来的高能离子不仅对于激光惯性约束聚变中的快点火概念的研究十分重要<sup>[4]</sup>, 而且对应用核物理<sup>[5]</sup>、天文学<sup>[6]</sup>、需要高亮度离子源的生物学和医学也有着十分重要的意义, 所以研究激光与等离子体相互作用中所产生的各种粒子的特性至关重要. 那么如何观测这些离子呢? 主要有直接观测和间接观测两种办法. 直接观测主要是采用 Thomson 质谱仪和核径迹探测器(例如 CR39)对被加速的带电离子进行测量. 这种测量有较高的灵敏度和直观等特点, 但是由于探测器距靶面有一定的距离, 所以就不得不考虑到一些不确定的因素: 比如由于在靶内的电场和磁场会影响到在探测器处探测到的离子的动量分布. 为了避免这些不确定的因素, 可以采用间接测量的办法, 测量由这

些离子相互作用发生的核聚变反应所产生的中子.

本文对超强激光与等离子体相互作用过程中发生的氘-氘反应的中子能谱进行了计算, 并通过对实验数据的拟合, 得出了入射氘离子的能量分布.

## 2. 中子能谱的计算方法

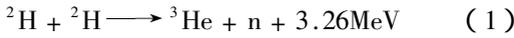
当一束超强激光照到物质表面的时候, 由于激光的电场强度远远大于原子内的电场强度, 原子将被电离, 从而在物质表面形成等离子体. 等离子体中产生的一部分离子在靶中相互作用, 产生其它新的物理现象, 例如发生核反应、产生中子等粒子; 而另一部分离子从等离子体中逃逸出来, 通过对这些粒子进行探测, 可以对各种离子的加速机制进行研究.

由于离子的质量远远大于电子, 在相同激光强度照射下, 离子的加速机制和电子的是不同的. 电子可以被激光的电场直接加速<sup>[7]</sup>. 而离子的质量远大于电子, 不能被目前的激光电场直接加速, 而是靠电子和离子之间形成的准静电场来加速, 即激光不直接加速离子, 而是先将电子加速到较高的能量, 电子起到一种类似“场导体”的作用, 形成准静电场, 将激光场的能量传递给离子, 使得离子加速.

如果实验中采用氘代靶, 那么被加速的氘离子

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金项目(批准号 10374115, 10335020, 10105014, 10390160), 国家高技术惯性约束聚变专委会, 高温高密度等离子体物理国防科技重点实验室基金, 中国日本 JSPS-CAS Core University Program on Plasma Physics and Nuclear Fusion 项目资助的课题.

与未被加速的氘离子碰撞,就会发生如下的核聚变反应:



这类类似于一个二体碰撞模型(见图1),

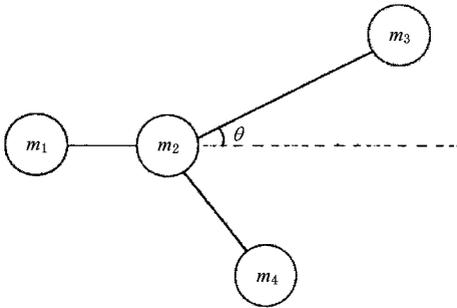


图1 二体碰撞模型图

图1中产生的中子能量和入射氘离子的能量关系是<sup>[8]</sup>

$$E_n = \frac{m_d m_n E_d}{(m_d + m_n)(m_n + m_{\text{He}})} \times \left[ \cos\theta + \sqrt{\frac{m_d m_{\text{He}} E_d + Q m_{\text{He}}(m_d + m_n)}{m_d m_n E_d} - \sin^2\theta} \right]^2 \quad (2)$$

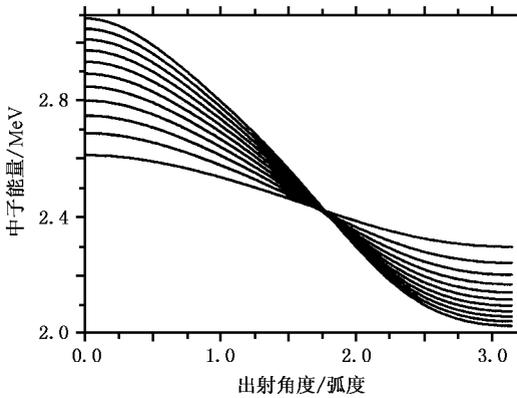


图2 在各种入射氘离子能量情况下,中子能量与出射角度的关系图

图2给出了在入射氘离子能量(图左侧由上到下不同曲线入射氘离子的能量分别是200,180,160,140,120,100,80,60,40,20keV)一定的情况下,中子能量随角度的变化规律.当中子的出射角度小于100°的时候,中子的能量随着入射氘离子的能量的增加而增加;当中子的出射角度大于100°的时候,中子的能量随着入射氘离子能量的增加而减小.在后面的中子能谱的计算中将以100°为界分别进行

讨论.

对于厚靶来说,单个的氘离子射入靶后与相对静止的氘离子碰撞产生能量为  $E_n(E_d, \theta)$  的中子的概率为<sup>[8]</sup>

$$P(E_n(E_d, \theta)) = \Delta\Omega \int_0^{E_{0,d}} \frac{d\sigma}{d\Omega}(E_d, \theta) n_d(x(E_d)) \times \frac{dx}{dE_d}(E_d) dE_d \quad (3)$$

上式中  $\Delta\Omega$  是接收中子的空间立体角,  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_d, \theta)$  是反应的微分截面,  $n_d(x(E_d))$  是靶上氘离子的密度,  $\frac{dx}{dE_d}(E_d)$  是氘离子的行程对能量的导数,  $E_{0,d}$  是入射氘离子的初始能量,  $E_d$  是入射氘离子的瞬时能量.所以厚靶的中子能谱是

$$N(E_n) = \sum_{E_d, \theta} N(E_d, \theta) \cdot P(E_n(E_d, \theta)) \quad (4)$$

$N(E_d, \theta)$  是入射氘离子的能量分布.这样只要计算出  $\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_d, \theta)$  和  $\frac{dx}{dE_d}(E_d)$  便可以得到中子的能谱.

微分截面可以用 DROSG<sup>[9]</sup> 计算,而 SRIM2002<sup>[10]</sup> 可以计算阻止本领  $\frac{dE_d}{dx}(E_d)$ , 即  $\frac{dx}{dE_d}(E_d)$  的倒数,结果见图3和图4.

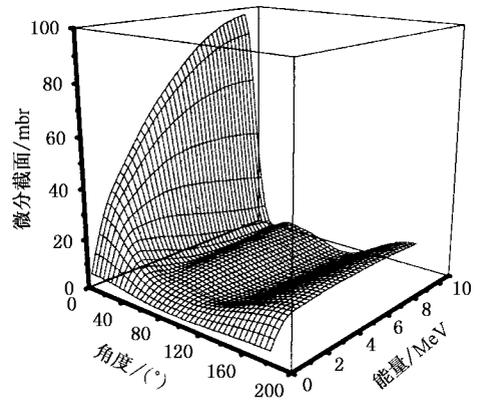


图3 微分截面曲线图

图5给出了在假设靶上氘离子的密度分布  $n_d(x(E_d))$  是均匀的情况下,中子产额的和入射氘离子能量及角度的依赖关系是:

### 3. 对实际中子能谱的拟合

在实际应用中,通过对实验测得的中子能谱进行拟合,便可以得到离子的动量分布.实验中测到的

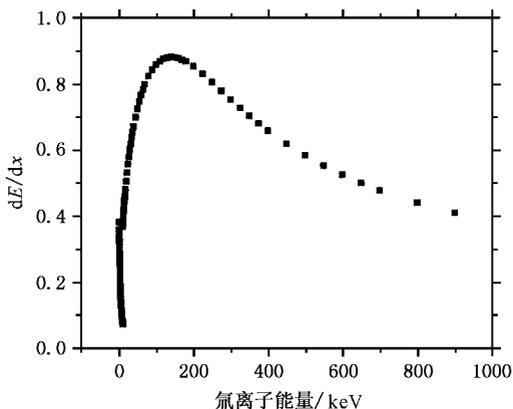


图 4 阻止本领与入射氙离子能量的关系

为  $164^\circ$ .

假设入射氙离子的分布是

$$f(E, \theta) = g_1(E)g_2(\theta) = A \frac{2}{kT} \left(\frac{E}{kT\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} \times e^{-\frac{\theta^2}{\langle \theta \rangle^2}}, \quad (5)$$

$g_1(E)$  是氙离子的能量分布, 满足麦克斯韦分布.  $g_2(\theta)$  是氙离子的角度分布, 满足高斯分布.  $A$  是归一化常数. 式中有  $T$  和  $\langle \theta \rangle$  两个参量,  $T$  决定着中子能谱的峰值的位置,  $\langle \theta \rangle$  决定着中子能谱的宽度, 通过对实验中中子能谱的拟合来确定  $T$  和  $\langle \theta \rangle$ , 我们便可以得到入射氙离子的分布函数了.

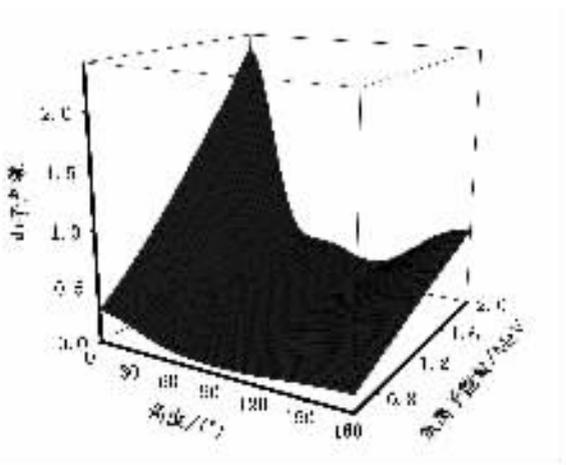


图 5 中子产额与入射角度和氙离子能量的关系图

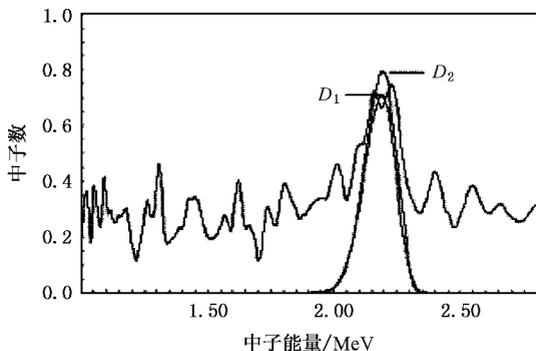


图 7 拟合曲线图

中子能谱见图 6. 该实验数据是我们在日本大阪大学的中日联合实验中取得的.

图 7 给出了计算结果,  $D_1$  是未加角分布时的拟合曲线, 通过使拟合曲线与实验曲线的主峰值的位置吻合, 得出氙离子分布中的温度为  $kT = 32\text{keV}$ .  $D_2$  是加了  $\langle \theta \rangle = 30$  的角分布以后的拟合曲线, 与  $D_1$  相比, 考虑角分布后的理论曲线与实验曲线符合得更好. 所以入射氙离子的分布可以近似表示为:

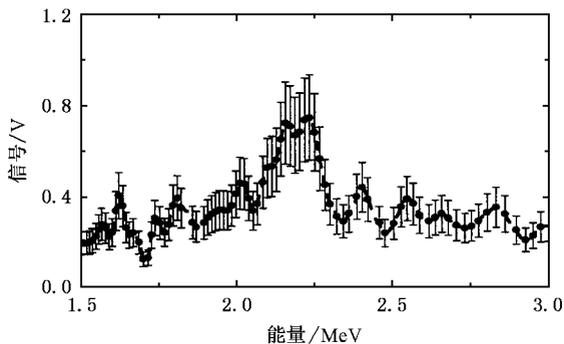


图 6 实验中的中子能谱

$$f(E, \theta) = A \frac{1}{16} \left(\frac{E}{32\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{E}{32}} \times e^{-\frac{\theta^2}{30}}. \quad (6)$$

从图 7 中的拟合结果可以看出, 虽然理论模拟结果和实验结果的主峰值位置已经符合得很好了, 但模拟结果的宽度和实验结果还是有一定差异. 这主要有如下两个原因: 一方面由于理论模拟的一些限制, 只能计算一定能量范围的中子能谱, 而且考虑的加速机制也只是激光纵向的, 无法考虑激光横向加速机制所产生的中子谱, 这便使模拟结果比真实结果窄一些. 另一方面, 在实验测量中, 由于仪器的限制也一定会有一些背景的影响, 使得实验结果要比真实结果宽一些.

日本大阪大学的 Gekko III PW 激光器, 能量可以达到 500J, 脉宽在 0.5—1ps 范围内, 波长为  $1.053\mu\text{m}$ . 靶密度为  $160\text{mg}/\text{cm}^3$  泡沫靶, 厚度为 1.6mm, 中子能谱的观测角度相对于靶前法线方向

### 4. 结 论

本文计算了超强激光与等离子体相互作用中发

生的氘-氘反应所产生的中子能谱,研究了中子能量和入射氘离子能量及出射角度的关系,并以此为依据,对实验室中测到的中子能谱进行拟合,推测出入

射氘离子的分布,为研究离子的加速机制提供了依据.

- [ 1 ] Maksimchuk A , Gu S , Flippo K , Umstadter D and Bychenkov V Y 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 4108
- [ 2 ] Krushelnick K , Clark E L , Najmudin Z *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 737
- [ 3 ] Ditmire T , Zweiback J , Yanovsky V P , Cowan T E , Hays G and Wharton K B 1999 *Nature*( London ) **398** 89
- [ 4 ] Tabak M , Hammer J , Glinsky M E , Kruer W L and Wilks S C 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [ 5 ] Ledingham K W D , Spencer I , McCanny T *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 899
- [ 6 ] Farley D R , Estabrook K G , Glendinning S G *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 1982
- [ 7 ] Cang Y , Wang W and Zhang J 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1742 [ in Chinese ] 苍 宇、王 薇、张 杰 2001 *物理学报* **50** 1742 ]
- [ 8 ] Karsh S 2002 Ph. D. Thesis( University of Monchen , Germany )
- [ 9 ] Cierjacks S , Hino Y and Dros G M 1990 *Nucl. Sci. Eng.* **106** 183
- [ 10 ] Ziegler J F and Biersack J P 2000 SRIM 2000 Stopping Tables and Computer Code [www.srim.org](http://www.srim.org)

## Calculation of neutron spectrum in ultraintense laser-plasmas interactions \*

Zhang Yi<sup>1)</sup> Li Yu-Tong<sup>1)</sup> Zhang Jie<sup>1)</sup> Chen Zheng-Lin<sup>2)</sup> R. Kodama<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>( Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China )

<sup>2)</sup>( Institute of Laser Engineering , Osaka University , 2-6 Yamada-oka , Suita , Osaka 565-0871 , Japan )

( Received 15 October 2004 ; revised manuscript received 20 December 2004 )

### Abstract

The neutron spectrum of D-D reaction in ultraintense laser-plasma interaction is calculated. Using Maxwellian and Gauss distribution, the temperature and angular distribution of the deuterons are obtained by fitting the experimental neutron spectrum.

**Keywords :** neutron spectroscopy , ultraintense laser-plasmas interaction

**PACC :** 5250J

\* Project supported by the National Nature Science Foundation of China( Grant Nos. 10374115 , 10335020 , 10105014 and 10390160 ) , the Nation High-Tech ICF Committee of China , the National Key Laboratory of High-Temperature and High-Density Plasmas , the China-Japan JSPS-CAS Core University Program on Plasma Physics and Nuclear Fusion .